

УДК 66.096.5

Релаксационные автоколебания в псевдооживленном слое

В.Г. Тупоногов, А.Ф. Рыжков, А.П. Баскаков, О.А. Обожин

*Уральский государственный технический университет — УПИ,
Екатеринбург*

E-mail: tuponogov@mail.ustu.ru

Рассмотрены колебания неоднородного псевдооживленного слоя в поршневом режиме. Разработана и исследуется нелинейная одномерная модель колебаний слоя, включающая уравнения движения поверхности слоя и колебаний перепада давления в слое для фазы подъема поверхности и для фазы ее падения. На основе анализа модели, полученных численных решений и сравнения с экспериментом показаны квазидискретный процесс выхода газа из слоя с крупными пузырями и связанный с ним релаксационный (разрывный) тип колебаний поверхности и сопротивления слоя.

Ключевые слова: газовые поршни, скорость поверхности, каверна на поверхности, кольцевая прослойка, изменение порозности, уравнение Эргуна, цикл колебаний.

ВВЕДЕНИЕ

Аппараты с псевдооживленным слоем используются для подготовки и передела рудного сырья, химико-термической обработки металлов, сжигания и газификации топлив, а также в других технологических процессах. Интенсивность тепломассобмена в аппаратах в значительной мере зависит от гидродинамики слоя, имеющей сложный колебательный характер и определяемой режимом псевдооживления. В однородном режиме, который может наблюдаться, как правило, только при скоростях псевдооживления, близких к критической, преобладают упругие колебания сплошной фазы [1]. В неоднородном режиме, применяемом в большинстве промышленных аппаратов, колебания связаны с прохождением через слой и выходом из него так называемых пузырей газа (жидкости) [2–4], которые появляются при большем расходе газа через слой взвешенного зернистого материала, чем необходимо для взвешивания слоя (при критическом расходе газа). Выходя из слоя, крупные пузыри генерируют соответствующие акустические возмущения и в надслоевой зоне, определяя, например, пульсационный режим течения дисперсии в подъемном стояке аппарата с циркуляционным кипящим слоем [5].

По феноменологическим признакам, псевдооживленный слой ведет себя как автоколебательная система. Различают два вида автоколебаний слоя. К первому относятся автоколебания низких слоев, поддерживаемые расширением — сжатием гидравлически подключенного объема газа в подрешеточной камере и в подводящих

линиях. Такие колебания, для развития которых требуется очень большой подрешеточный объем аппарата и низкое сопротивление решетки, хорошо изучены в работе [6] и известны, в основном, из лабораторных исследований.

Второй вид автоколебаний характерен для обычных неоднородных режимов псевдооживления, реализуемых в крупных промышленных аппаратах, в которых интенсивность колебаний возрастает с увеличением высоты слоя, либо его поперечного размера до 3–5 м. В данном случае причина возникновения автоколебаний внутренняя, которая, как отмечалось, например, в работах [7, 8], заложена в свойстве саморегулирования самого слоя, обусловленного нелинейной зависимостью порозности от скорости газа. Механизм автоколебаний этого вида гораздо сложнее первого, поэтому теоретические модели, успешно их воспроизводящие, пока не разработаны и фактически подменяются анализом вынужденных колебаний, например, при наложении переменного расхода газа или переменной высоты слоя [9, 10]. Наиболее удобным для анализа автоколебаний такого вида является выбранный в настоящей работе поршневой режим неоднородного псевдооживления, в котором нет поперечной коалесценции пузырей и на поверхность достаточно периодически выходят одиночные пузыри.

Поршневой режим характеризуется следующими основными свойствами. Он наблюдается в узких колонных аппаратах с высотой слоя, в несколько раз превышающей его поперечный размер, при скоростях псевдооживления, достаточных для образования крупных пузырей. Крупные пузыри (газовые поршни) занимают большую часть сечения слоя, оставляя для просыпания частиц узкий кольцевой зазор переменного сечения около стенок (рис. 1). Образование пузырей заканчивается на расстоянии h_b от поверхности, выше этого уровня в слое находится, как правило, только один крупный пузырь.

Полный период колебаний поверхности T можно разделить на две фазы. В первой, продолжительной фазе T_1 , пузырь медленно поднимается внутри слоя от места образования до касания поверхности лобовой точкой. За время первой фазы $\tau_1 = T_1$ пузырь проходит расстояние $h_b - L$ со скоростью u_A , высота слоя при этом возрастает со скоростью U_S от H_{\min} до уровня немного ниже $H_{S\max}$. Вторая фаза начинается в момент раскрытия пузыря $\tau_2 = 0$ и его превращения в этот момент в каверну на поверхности слоя глубиной L . Стенки каверны, образованные прослойкой частиц вокруг пузыря, сначала по инерции идут вверх до полной остановки поверхности прослойки на высоте $H_{S\max}$, а затем ссыпаются вниз с абсолютной скоростью $-U_S(z)$. В конце второй фазы, когда поверхность прослойки встречается с дном каверны, высота поверхности слоя равняется H_{\min} . Затем цикл колебаний повторяется. В настоящей работе процесс исчезновения каверны на поверхности слоя исследуется, как и авторами работ [11, 12], с использованием параметров движущегося пузыря, поэтому механизм этого процесса описывается как процесс выхода пузыря (поршня) и его исчезновения, начиная с верхней лобовой части.

Получены и экспериментально проверены соотношения для параметров режима скорости пузыря относительно поверхности слоя (или относительно частиц слоя) [11–14]

$$U_B = 0,35\sqrt{gD}, \quad (1)$$

D — диаметр аппарата.

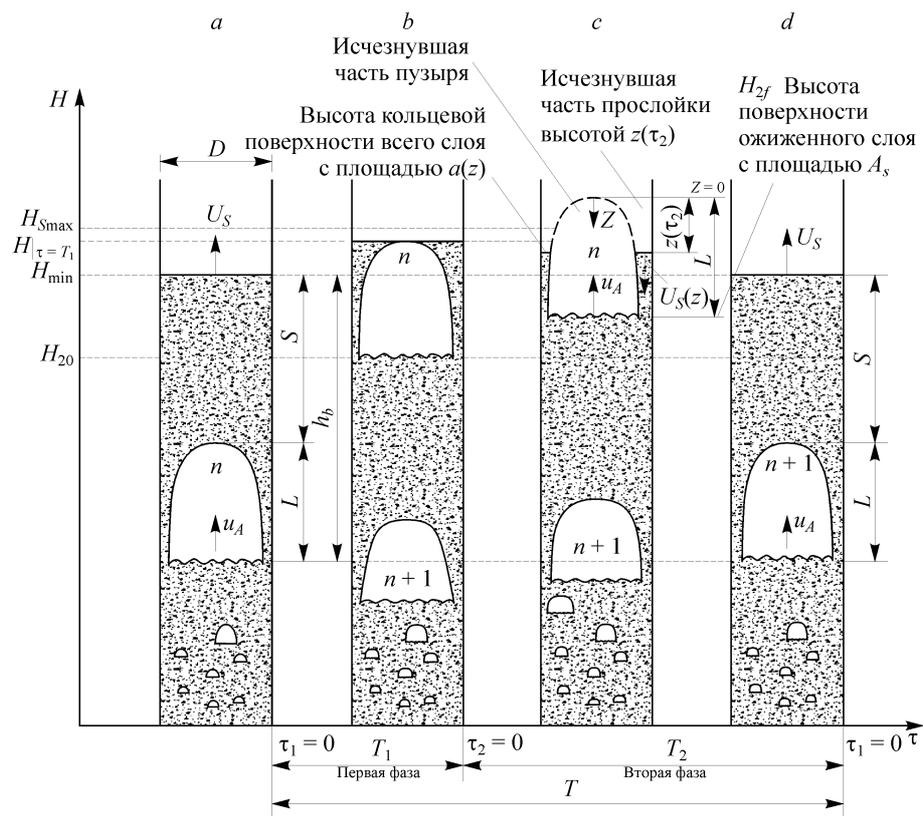


Рис. 1. Цикл колебаний поверхности слоя и подъема пузырей: a — $\tau_1 = 0$ — начало первой фазы для пузыря n , b — $\tau_2 = 0$ — начало второй фазы для пузыря n , c — момент второй фазы при выходе пузыря n из слоя и движении кольцевой поверхности слоя вниз, d — $\tau = T(\tau_1 = 0)$ — начало первой фазы для пузыря $n + 1$.

Поверхность кольцевой прослойки вокруг пузыря, двигающаяся с переменной скоростью $U_S(z)$ (см. рис. 1) в начальный момент выхода пузыря из слоя (лобовая точка в этот момент касается поверхности) имеет площадь $a(z)$, равную площади сечения слоя A_s :

$$a(z)|_{z=0} = A_s = \pi D^2 / 4,$$

где z — перемещающаяся с пузырем вспомогательная координата, исходящая из его лобовой точки и определяющая расстояние от нее вертикально вниз. Далее, по мере выхода пузыря и увеличения z , площадь $a(z)$ непрерывно убывает. Абсолютная же скорость поверхности прослойки $U_S(z)$, т. е. скорость относительно стенок аппарата, с начального момента ($z = 0$) быстро убывает до нуля при остановке поверхности, а затем, с падением прослойки, нарастает, сменив знак. Значения скорости поверхности прослойки рассчитываются по формуле [11]

$$U_S(z) = u - U_{mf} + U_B \left(1 - \frac{A_s}{a(z)} \right) \quad (2)$$

при принятом положительном направлении неподвижной вертикальной координатной оси (как и для всех остальных скоростей) вверх.

Скорость осыпающихся частиц относительно поднимающегося дна раскрышейся каверны в кольцевом зазоре между стенкой и боковой поверхностью пузыря определяется выражением [12, 14]

$$u_s = \sqrt{2gz}, \quad (3)$$

формула получена из уравнения Бернулли для линии тока частиц на поверхности пузыря, при условии постоянства давления газа на ней. Численные методы решения в работе [15] показали, что полная форма поверхности пузыря, совпадающая с экспериментальными данными, получается из уравнения Лапласа для потенциала скорости частиц только при его решении с дополнительным условием (3) по всей поверхности пузыря. Тщательные измерения скоростей в прослойке (см. [14] на стр. 184) показали, что в ее горизонтальных сечениях скорости частиц незначительно отклоняются от средних значений, которые в свою очередь хорошо следуют выражению (3).

Для определения количества твердых частиц в прослойке вокруг пузыря, начиная с его лобовой точки и до уровня ниже этой точки на z , т. е. в верхней части прослойки высотой $z(\tau_2)$ (см. рис. 1, здесь эта часть прослойки показана исчезнувшей, т. к. пузырь вышел из слоя на высоту z), в работах [12, 14] вводится высота слоя $h(z)$, которую образуют частицы оговоренной выше части прослойки, занимая все сечение этого же аппарата A_s при порозности ε_{mf} :

$$h(z) = 0,35(\sqrt{2Dz} - 0,35D/2). \quad (4)$$

Приближенное выражение для $h(z)$ получено из уравнения сохранения импульса частиц, падающих в прослойке с постоянной скоростью в горизонтальном сечении, определяемой формулой (3). Выражение может быть использовано при $z > 0,061D$. Осыпание частиц прослойки дополнительно увеличивает высоту оживленного слоя, которая определяется по уровню кормы пузыря (см. рис. 1). При этом полагается, что в прослойке вокруг выходящего пузыря падающие частицы сохраняют порозность, близкую к ε_{mf} , но газом не продуваются. В то же время, через прозрачные стенки установки для наблюдателя видимой поверхностью всего слоя является убывающая высота поверхности прослойки вокруг пузыря. В момент завершения падения поверхности прослойки (конец второй фазы колебаний) она совпадает с поверхностью оживленного слоя.

Частицы, просыпающиеся в прослойке между пузырем и стенками аппарата, попадая в кормовую зону слоя за пузырем, вступают в турбулентное взаимодействие с газовой фазой, результатом которого является ее скачкообразное повышение давления, которое рассчитывается по формуле

$$\Delta P_R = \rho_S (1 - \varepsilon_{mf}) U_B (\sqrt{2gL} - U_B), \quad (5)$$

полученной и экспериментально проверенной в работе [12].

Приведенные описания колебаний, а также исследования в работах [4, 15] показывают, что при неоднородном псевдооживлении выход газа из слоя (если говорить о расходе газа через его поверхность) неравномерен (квазидискретен) во времени. Для поршневого режима в работе [11] получено, что только в момент остановки поверхности на высоте H_{\max} расход через нее равен расходу через решетку, а в остальное время, согласно двухфазной теории, — около критического.

Такие разовые выбросы газа из слоя обуславливают наблюдаемый в экспериментах релаксационный (разрывный) вид колебаний его поверхности.

Целью настоящей работы является моделирование механизма автоколебаний слоя с учетом релаксационного характера процесса.

1. ТЕОРИЯ

1.1. Первая фаза колебания слоя

В первой фазе, начинающейся сразу после завершения выхода на поверхность очередного пузыря, происходит расширение неоднородного слоя и движение пузыря к поверхности. Уравнение сохранения импульса для одномерного слоя без учета сжимаемости газа может быть записано в виде [16]

$$\frac{d^2 H_1(\tau_1)}{d\tau_1^2} = \frac{\Delta P_1(\tau_1)}{\rho_s [1 - \varepsilon_1(\tau_1)] H_1(\tau_1)} - g, \quad (6)$$

где H — вертикальная координата, $\Delta P_1(\tau)$ — сложная функция скорости газа, высоты слоя и его порозности, а также свойств твердой и газовой фаз. Для ее расчета в неоднородном псевдооживленном слое с порозностью $\varepsilon \leq 0,8$ наиболее часто применяется уравнение Эргуна, которое для движущегося слоя принимает вид [13]

$$\begin{aligned} \Delta P_1(\tau) = P(\tau_1) - P_0 = & \frac{150\mu(1 - \varepsilon_1(\tau_1))^2}{d_s^2 \varepsilon_1^2(\tau_1)} \left(\frac{u}{\varepsilon_1(\tau_1)} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) H_1(\tau_1) + \\ & + 1,75 \frac{\rho_g (1 - \varepsilon_1(\tau_1))}{d_s \varepsilon_1(\tau_1)} \left(\frac{u}{\varepsilon_1(\tau_1)} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) \left| \frac{u}{\varepsilon_1(\tau_1)} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right| H_1(\tau_1). \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя записанное выражение в уравнение сохранения импульса (6), выразив высоту слоя через порозность и введя обозначения постоянных коэффициентов как

$$A = \frac{150\mu_g}{d_s^2 \rho_s}, \quad B = \frac{1,75\rho_g}{\rho_s d_s}, \quad C_1 = H_{mf}(1 - \varepsilon_{mf}),$$

получаем нелинейные уравнения движения поверхности и перепада в слое для первой фазы колебаний:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_1(\tau_1)}{d\tau_1^2} = & \frac{AC_1 H_1(\tau_1)}{(H_1(\tau_1) - C_1)^2} \left(\frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) + \\ & + \frac{BH_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} \left(\frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) \left| \frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right| - g, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} P_1(\tau_1) - P_0 = & \left[\frac{AC_1^2}{(H_1(\tau_1) - C_1)^2} \left(\frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{BC_1}{H_1(\tau_1) - C_1} \left(\frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right) \left| \frac{u H_1(\tau_1)}{H_1(\tau_1) - C_1} - \frac{dH_1(\tau_1)}{d\tau_1} \right| \right] \rho_s H_1(\tau_1). \end{aligned} \quad (9)$$

1.2. Вторая фаза колебаний

Фаза начинается с момента касания пузырем поверхности слоя, ее уровень в этот момент $H|_{\tau_2=0}$ показан на рис. 2, после чего поверхностью всего слоя становится поверхность прослойки вокруг пузыря, и ее движение быстро замедляется до остановки на максимальной высоте $H_{S\max}$. Затем оставшаяся оболочка пузыря (прослойка в пристенной зоне) начинает осыпаться на продолжающуюся подъем поверхность ожиженного слоя, уровень которой — $H_{2f}(\tau)$ совпадает с кормой пузыря. Таким образом, поверхность всего слоя (верхний уровень прослойки) после достижения $H_{S\max}$ движется вниз до встречи с уровнем ожиженного слоя в момент окончания второй фазы. В п.п. 1.2.1–1.2.3 рассмотрим изменения скорости поверхности и высот слоя во второй фазе колебаний.

1.2.1. Скорость падающей поверхности всего слоя

Абсолютная скорость поверхности U_S связана с абсолютной скоростью пузыря u_A и скоростью поверхности относительно движущегося пузыря u_s соотношением

$$U_S = u_A - u_s.$$

Для вычисления переменной скорости падения частиц получим зависимость площади кольцевого зазора $a(z)$ по высоте пузыря. Объем плотной фазы вокруг пузыря с текущей высотой $z(\tau_2)$ (или, что то же самое, объем исчезнувшей части прослойки высотой $z(\tau_2)$), равный $A_s h(z)$, можно выразить через переменное сечение $a(z)$

$$A_s h(z) = \int_0^z a(z) dz,$$

откуда следует выражение для

$$a(z) = A_s \frac{dh(z)}{dz},$$

далее используем выражение для $h(z)$ (4), тогда

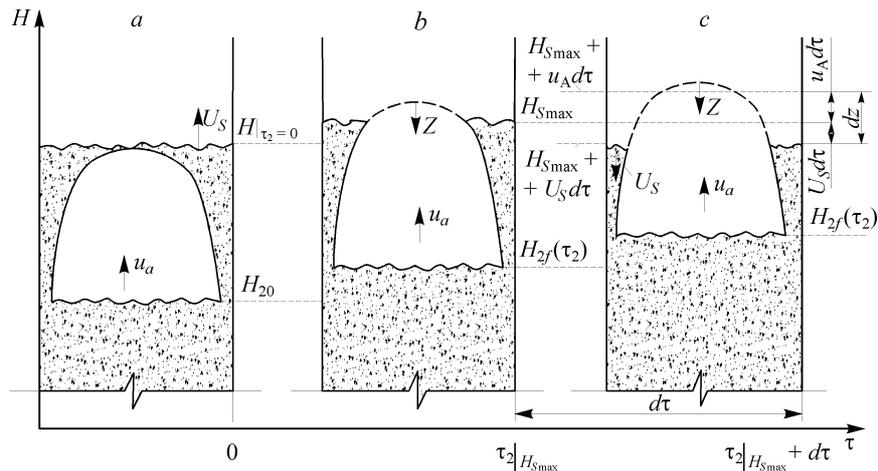


Рис. 2. Эволюция поверхности всего слоя во второй фазе колебаний.

Моменты времени: начало фазы — $\tau_2 = 0$ (a), $\tau_{2H_{S\max}}$ — при максимальной высоте поверхности прослойки (b), $\tau_{2H_{S\max}} + d\tau$ (c).

$$a(z) = A_s \frac{d \left[0,35 \left(\sqrt{2Dz} - 0,35D/2 \right) \right]}{dz} = 0,35 A_s \sqrt{\frac{D}{2z}}, \quad (10)$$

где z — расстояние, на котором находится поверхность прослойки от вершины пузыря, причем $z > 0,061D$ вследствие ограничения (4). Подставляя выражение (10) в (2), получаем зависимость для скорости падающей поверхности от z :

$$U_s(z) = U - U_{mf} + U_B \left(1 - \frac{\sqrt{2z}}{0,35\sqrt{D}} \right). \quad (11)$$

1.2.2. Изменение высоты поверхности всего слоя ΔH_S

В начальный момент второй фазы, когда $\tau_2 = 0$, $z|_{\tau_2=0} = 0$, положение лобовой точки пузыря и поверхности всего совпадают (см. рис. 2, а). Далее расстояние между лобовой точкой и поверхностью за интервал времени $d\tau$ будет увеличиваться на

$$dz = (u_A - U_s(z))d\tau.$$

На рис. 2, б за начало интервала $d\tau$ взят момент остановки поверхности прослойки на максимальной высоте $H_{S\max}$, начиная с которого ее абсолютная скорость U_s становится отрицательной. При подстановке в последнее уравнение $d\tau = dz/u_s(z)$, $U_s(z)d\tau = dH$ и u_s , выраженной из уравнения неразрывности $u_s a(z) = U_B A_S$, и интегрировании, получается формула, записанная сразу в интегральном виде в работе [16]

$$\Delta H_S = \frac{u_A}{U_B A_S} \int_0^z a(z) dz - z. \quad (12)$$

Теперь, используя полученную выше зависимость для $a(z)$ (10), после интегрирования правой части (12) и подстановки (1), получаем выражение для изменения высоты видимой поверхности $\Delta H_S(z)$ относительно начального положения $H_S|_{\tau_2=0}$:

$$\Delta H_S = u_A \sqrt{\frac{2z}{g}} - z. \quad (13)$$

Заметим, что при $z < 2u_A^2/g$ величина ΔH_S положительная (поверхность с ускорением $(-g)$ идет вверх и затем возвращается в исходное положение $H|_{\tau_2=0}$), а при $z > 2u_A^2/g$ ΔH_S — отрицательная, т. к. поверхность прослойки непрерывно падает ниже исходного положения;

1.2.3. Высота слоя, ожиженного газом $H_{2f}(\tau)$

Высота слоя, ожижаемого газом во второй фазе $H_{2f}(\tau_2)$, определяется по уровню кормы выходящего пузыря, выше этого уровня находится падающая прослойка. Увеличение высоты происходит по двум причинам: из-за расширения ожиженного слоя, приводящего к увеличению его высоты $H_2(\tau_2)$ от начального значения H_{20} при аккумулировании в объеме слоя избыточного расхода газа сверх критического, и из-за увеличения массы ожиженного слоя при осыпании

частиц прослойки на его поверхность и, вследствие этого, дополнительного увеличения его высоты на величину $h(\tau_2)$.

Следовательно, полную высоту ожиженного слоя во второй фазе $H_{2f}(\tau_2)$ можно определять суммой высот $H_{2f}(\tau_2) = H_2(\tau_2) + h(\tau_2)$. Высоту слоя осыпавшихся частиц $h(\tau_2)$ выразим

$$h(\tau_2) = \frac{G_h \tau_2}{A_s},$$

где G_h — поток падающих частиц сплошной фазы (с $\varepsilon = \varepsilon_{mf}$) за время выхода пузыря, определяющийся выражением

$$G_h = a(z) \Big|_{z=L} u_s(z) \Big|_{z=L}.$$

Здесь площадь самого нижнего сечения прослойки на уровне кормы пузыря находим из выражения (10):

$$a(z) \Big|_{z=L} = 0,35 A_s \sqrt{\frac{D}{2L}},$$

а скорость падающих частиц на этом же уровне согласно (3) —

$$u_s \Big|_{z=L} = \sqrt{2gL}.$$

Тогда, с учетом (1),

$$G_h = 0,35 A_s \sqrt{gD} = A_s U_B$$

и, соответственно, высота ожиженного слоя во второй фазе колебаний будет определяться выражением

$$H_{2f}(\tau_2) = H_2(\tau_2) + U_B \tau_2 \quad (14)$$

при порозности ε_{mf} в осыпавшейся части слоя. Попадая в ожиженный слой, осыпавшиеся частицы приобретают одинаковую с ним порозность, поэтому пересчитаем добавочную высоту слоя $h_{mf}(\tau_2)$ с порозностью ε_{mf} на высоту $h_{\varepsilon_2}(\tau_2)$ с текущей порозностью слоя во второй фазе $\varepsilon_2(\tau_2)$:

$$h_{\varepsilon_2}(\tau_2) = \frac{h_{mf}(\tau_2)(1 - \varepsilon_{mf})}{1 - \varepsilon_2(\tau_2)} = \frac{U_B \tau_2 (1 - \varepsilon_{mf})}{1 - \varepsilon_2(\tau_2)}.$$

Тогда формула для общей высоты слоя (14) преобразуется к виду

$$H_{2f}(\tau_2) = H_2(\tau_2) + \frac{U_B \tau_2 (1 - \varepsilon_{mf})}{1 - \varepsilon_2(\tau_2)}; \quad (15)$$

1.2.4. Уравнения второй фазы

С началом второй фазы колебаний, высота ожиженного слоя скачкообразно уменьшается на высоту пузыря L (рис. 3), при этом его масса не включает частицы в прослойке вокруг пузыря.

В течение фазы происходит не только расширение слоя и увеличение его высоты, но и восстановление массы ожиженного слоя, что дополнительно изменяет его импульс и порозность. Для записи уравнения движения слоя определим зависимость членов уравнения и параметров, через которые они выражаются, от времени.

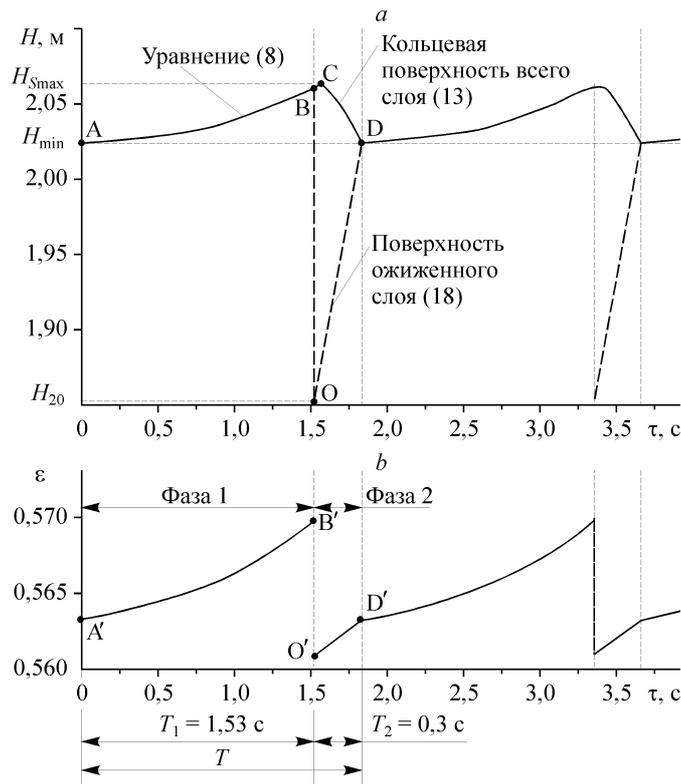


Рис. 3. Изменение высоты (а) и средней порозности (b) слоя за период колебаний: $H_{mf} = 1,6$ м, $U_{mf} = 0,09$ м/с, $u = 0,211$ м/с, $\epsilon_{mf} = 0,448$, $\rho_s = 2650$ кг/м³, $d_s = 240$ мкм, $\rho_g = 1,24$ кг/м³, $\mu_g = 18,36 \cdot 10^{-6}$ нс/м², $D = 0,12$ м, $L = 0,22$ м, $S = 0,6$ м.

Порозность слоя $\epsilon_2(\tau_2)$

Для начального момента времени второй фазы баланс массы всего слоя (с учетом массы прослойки) можно записать в следующем виде:

$$H_{mf}(1 - \epsilon_{mf}) = H_{20}(1 - \epsilon_{20}) + h(1 - \epsilon_{mf}),$$

где H_{20} и ϵ_{20} — высота ожиженного слоя и его порозность при $\tau_2 = 0$, причем H_{20} меньше высоты слоя в конце первой фазы $H_1|_{\tau_1=T_1}$ на высоту пузыря L ,

$$H_{20} = H_1|_{\tau_1=T_1} - L.$$

В произвольный момент времени τ_2 баланс начальной массы ожиженного слоя (т. е. без учета начальной массы прослойки при $\tau_2 = 0$) будет определяться выражением

$$H_{20}(1 - \epsilon_{20}) = H_2(\tau_2)(1 - \epsilon_2(\tau_2)),$$

где $H_2(\tau_2)$ — высота слоя начальной (т. е. в момент $\tau_2 = 0$) массы ожиженного слоя при его порозности $\epsilon(\tau_2)$ в произвольный момент времени второй фазы τ_2 . Введя обозначение константы

$$C_2 = (H_{mf} - h)(1 - \epsilon_{mf}) = H_{20}(1 - \epsilon_{20}) \quad (16)$$

и выражая $\varepsilon_2(\tau_2)$ из последних двух уравнений, получаем

$$\varepsilon_2(\tau_2) = \frac{H_2(\tau_2) - C_2}{H_2(\tau_2)}. \quad (17)$$

Полная высота оживленного слоя $H_{2f}(\tau)$

Полная (с учетом прибавки от падающих частиц) текущая высота оживленного слоя определяется выражением (15). Выражая ε_{mf} и $\varepsilon_2(\tau_2)$ соответственно из (16) и (17) и подставляя в (15), получаем

$$H_{2f}(\tau_2) = H_2(\tau_2) \left(1 + \frac{U_B \tau_2}{H_{mf} - h} \right). \quad (18)$$

Повышение давления в кормовой зоне пузыря ΔP_R

После раскрытия пузыря, давление в полости, оставшейся от пузыря (т. е. и на невидимой поверхности оживленного слоя), равно атмосферному, а уже в первых поверхностных слоях частиц и далее вглубь слоя сопротивление течению газа дополнительно увеличивается на величины ΔP_R (5). Поэтому перепад давления в слое во второй фазе запишется в виде

$$\Delta P_2(\tau_2) = \Delta P_{H_{2f}}(\tau_2) + \Delta P_R,$$

где при выражении слагаемого $\Delta P_{H_{2f}}(\tau_2)$ по формуле Эргуна принимаем:

– что расширение начальной массы слоя определяется переменными $H_2(\tau_2)$ и $\varepsilon_2(\tau_2)$, связанными между собой соотношением (17), константа C_2 определяется формулой (16);

– что скорость и ускорение частиц выражаются через изменение высоты оживленного слоя начальной массы $H_2(\tau_2)$,

– что увеличение массы оживленного слоя определяется изменением его общей высоты $H_{2f}(\tau_2)$ по формуле (18).

Дополнительное сопротивление выразим через константу $C_{mf} = H_{mf}(1 - \varepsilon_{mf})$:

$$\Delta P_R = \frac{\rho_s U_B C_{mf} (\sqrt{2gL} - U_B)}{H_{mf}}.$$

Тогда уравнение для вычисления полного сопротивления слоя $\Delta P_2(\tau)$ принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta P_2(\tau_2) = & \left[\frac{AC_2^2}{(H_2(\tau_2) - C_2)^2} \left(\frac{uH_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau_2} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{BC_2}{H_2(\tau_2) - C_2} \left(\frac{uH_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau} \right) \right] \frac{uH_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau_2} \Bigg] \times \\ & \times \rho_s H_2(\tau_2) \left(1 + \frac{U_B \tau_2}{H_{mf} - h} \right) + \frac{\rho_s U_B C_{mf} (\sqrt{2gL} - U_B)}{H_{mf}}. \quad (19) \end{aligned}$$

Уравнение движения слоя во второй фазе может быть записано в виде

$$\frac{d^2 H_2(\tau_2)}{d\tau_2^2} = \frac{\Delta P_2(\tau_2)}{\rho_s [1 - \varepsilon_2(\tau_2)] H_{2\Sigma}(\tau_2)} - g.$$

Подставляя в уравнение порозность слоя, полное сопротивление и высоту соответственно по формулам (17), (19) и (18), получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^2 H_2(\tau_2)}{d\tau_2^2} = & \frac{AC_2 H_2(\tau_2)}{(H_2(\tau_2) - C_2)^2} \left(\frac{u H_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau_2} \right) + \\ & + \frac{BH_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} \left(\frac{u H_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau_2} \right) \left| \frac{u H_2(\tau_2)}{H_2(\tau_2) - C_2} - \frac{dH_2(\tau_2)}{d\tau_2} \right| + \\ & + \frac{U_B C_{mf} (\sqrt{2gL} - U_B)}{H_{mf} C_2 \left(1 + \frac{U_B \tau_2}{H_{mf} - h} \right)} - g. \end{aligned} \quad (20)$$

1.3. Циклическое движение видимой поверхности слоя

За полный период колебания T продолжительностью в две фазы, $T = T_1 + T_2$, пузырь должен пройти расстояние $h_b = S + L$ со скоростью u_A , как показано на рис. 1. На момент времени $\tau_1 = 0$ пузырь $n - 1$ закончил выход из слоя, а пузырь n начинает подъем со стартового уровня на глубине h_b .

В первой фазе, когда (см. рис. 1) пузырь еще не достиг поверхности и проходит расстояние S внутри слоя за время T_1 , вся площадь поверхности занята частицами сплошной фазы, поэтому $a(z)|_{-S \leq z \leq 0} = A_S$. С началом второй фазы, поверхностью слоя, движущейся относительно выходящего пузыря, становится поверхность прослойки. Следовательно, изменение высоты поверхности всего слоя в течение полного периода колебаний ΔH_{ST} по формуле (12) запишется как

$$\Delta H_{ST} = \frac{u_A}{U_B A_S} \left[\int_0^{-S} A_S dz + \int_0^L a(z) dz \right] - (L - S).$$

Используя выражения (1), (10) и интегрируя, получаем

$$\Delta H_{ST} = u_A \left(\sqrt{\frac{2L}{g}} - \frac{S}{U_B} \right) - (L - S).$$

Поскольку $S/U_B = T_1$, $\sqrt{2L/g} = T_2$, а $u_A T_1 = S$, $u_A T_2 = L$, имеем

$$\Delta H_{ST} = 0.$$

Таким образом, за один цикл колебаний продолжительностью T видимая поверхность всего слоя поднимается вверх от H_{\min} до $H_{S \max}$ и падает обратно до H_{\min} .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Уравнения движения слоя и изменения его сопротивления решались совместно численным методом. Для уравнений первой фазы (8) и (9) принимались следующие начальные условия:

$$H_1(0) = H_{\min}, \quad \left. \frac{dH_1}{d\tau} \right|_{\tau=0} = u - U_{mf}.$$

В начале второй фазы параметры слоя равны конечным параметрам первой фазы, поэтому начальные условия второй фазы определялись как:

$$H_2(0) = H_1|_{\tau=T_1}, \quad \left. \frac{dH_2}{d\tau} \right|_{\tau=0} = \left. \frac{dH_1}{d\tau} \right|_{\tau=T_1}.$$

На рис. 3 и 4 представлены расчеты изменения высоты, порозности и колебаний сопротивления слоя относительно среднего, выполненные при тех же параметрах слоя, что и в экспериментах [1]. Поршневой режим псевдооживления создавался в установке с прозрачными стенками с горизонтальным сечением $0,12 \times 0,12 \text{ м}^2$ и высотой слоя песка на пределе оживления $H_{mf} = 1,6 \text{ м}$. Средняя высота пузырей $L = 0,22 \text{ м}$ и расстояние между ними $S = 0,8 \text{ м}$ были определены через прозрачные стенки установки. Порозность слоя рассчитывалась по формуле: $\varepsilon_1 = (H_1(\tau) - C_1) / H_1(\tau)$ для первой фазы и по формуле (17) — для второй фазы. На рис. 4 замеренные в эксперименте колебания сопротивления слоя сравниваются с расчетными.

В первой фазе колебаний происходит увеличение высоты поверхности слоя (отрезок АВ, см. рис. 3, а). Одновременно с этим увеличивается и его средняя порозность (отрезок А'В', см. рис. 3, б). При увеличении порозности понижается скорость газа в межчастичных промежутках, а следовательно, уменьшаются сила трения и перепад давления на слое.

Торможение кольцеобразной поверхности в начале второй фазы происходит на отрезке ВС (см. рис. 3, а). В точке С поверхность достигает максимальной высоты, в данном случае — $H_{\max} = 2,07 \text{ м}$. Согласно двухфазной теории [11–14], максимальная высота слоя в поршневом режиме должна составлять $H_{\max} = H_{mf} + H_{mf}(u - U_{mf}) / U_b = 2,011 \text{ м}$, что достаточно близко к полученной величине. На оставшемся отрезке второй фазы CD происходит быстрое падение поверхности. Пунктиром на рисунке показано изменение высоты поверхности

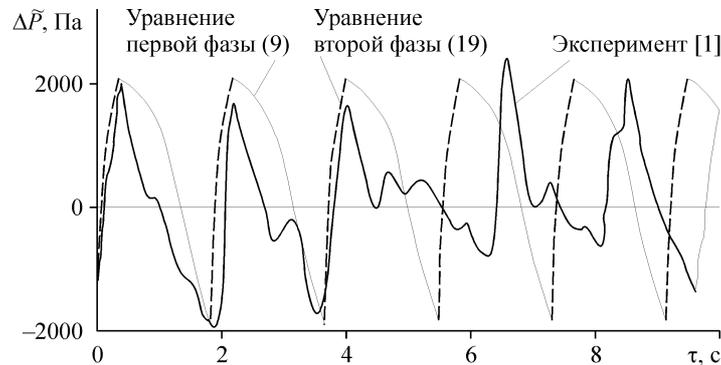


Рис. 4. Колебания сопротивления слоя относительно среднего значения: расчет по уравнениям (9), (19) и эксперимент из работы [1].

ожиженного слоя: на границе фаз его высота скачком уменьшается на высоту пузыря L (отрезок ВО), после чего быстро нарастает (отрезок ОД), в основном, из-за осыпания частиц прослойки.

При скачкообразном (разрывном) уменьшении высоты ожиженного слоя претерпевает разрыв и изменение его порозности (отрезок разрыва О'В', см. рис. 3, *b*), поскольку практически мгновенно из объема пустот слоя исключается объем пузыря, в то время как объем твердых частиц слоя убывает на гораздо меньший объем частиц прослойки. Далее, в течение всей фазы порозность монотонно увеличивается, т. к. набухание ожиженного слоя идет быстрее нарастания массы частиц.

Сопротивление слоя в любой момент времени определяется скоростью газа относительно частиц, поэтому в первой фазе, когда масса слоя постоянна, а порозность непрерывно возрастает, сопротивление (перепад давления на слое) падает (см. рис. 4). В момент раскрытия пузыря в конце фазы падения сопротивления слоя не происходит, поскольку давление в пузыре определяется сопротивлением слоя частиц над ним, и в этот момент оно равняется атмосферному. Сопротивление ожиженного слоя во второй фазе растет из-за осыпания на его поверхность частиц прослойки, в результате чего масса слоя увеличивается, а скорость подъема ее высоты за счет набухания немного уменьшается.

Экспериментальные и расчетные колебания сопротивления слоя достаточно хорошо совпадают по виду, величине и основной частоте процесса (см. рис. 4). В отличие от расчетной модели, где периодичность процесса определяется постоянной длиной пути h_b , пройденного пузырем в каждом периоде, на экспериментальной кривой наблюдаются сбои периодичности, вызванные как некоторыми флуктуациями величины h_b , так и наложением мелкомасштабных пульсаций турбулентного течения газа в нижней части слоя. Поэтому пики колебаний на некоторых участках сравниваемых процессов могут не совпадать. Пикообразная форма минимумов и максимумов кривых объясняется изменением условий течения газа в указанных точках при смене фаз колебаний. Размах колебаний сопротивления слоя определяется, в основном, высотой пузыря L и близок к весу взвешенного столба материала слоя, замещаемого пузырем, который в условиях эксперимента составлял величину $\Delta\tilde{P} = \rho_s g L (1 - \varepsilon_{mf}) = 3157$ Па.

При вычислениях амплитуды колебаний и продолжительности фаз использовались величины L и S , полученные в данном случае из экспериментальных наблюдений. При данной скорости псевдооживления u величины L и S могут определяться по двухфазной теории из баланса расхода газа, если известна основная частота колебаний слоя. Нахождение основной частоты процесса, как преобладающей моды собственных колебаний слоя, реализующейся при его данных размерах и параметрах режимах оживления, подробно рассматривается в работах [3, 4, 15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разделение процесса колебаний неоднородного псевдооживленного слоя на две фазы позволяет смоделировать релаксационный вид автоколебаний слоя, подтверждаемый экспериментальными данными. В первой фазе происходит медленный рост высоты слоя, уменьшение его гидравлического сопротивления и движение пузыря к поверхности. В момент касания пузырем поверхности начинается вторая фаза, в течение которой частицы, находящиеся в прослойке вокруг пузыря, падают на поверхность ожиженного слоя, а гидравлическое сопротивление слоя быстро возрастает. Полученные данные дают возможность отнести псевдоожив-

женный слой к автоколебательной системе накопительного типа, совершающей колебания разрывного вида.

Рассмотренная модель релаксационных автоколебаний слоя, вместе с предложенными ранее методами нахождения их основной частоты, может быть использована для расчета амплитуды флуктуаций высоты и гидравлического сопротивления псевдооживленного слоя в промышленных аппаратах в зависимости от их размеров, скорости псевдооживления и свойств материала.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A_S — площадь горизонтального сечения установки, м^2 ,	$\Delta H_{ST}(\tau_1, \tau_2)$ — изменение высоты всего слоя за период колебаний, м,
$a(z)$ — площадь сечения слоя, занятая сплошной фазой, м^2 ,	L — высота пузыря, м,
$A = \frac{150\mu_g}{d_s^2 \rho_s}, B = \frac{1,75\rho_g}{\rho_s d_s}, C_1 = H_{mf}(1 - \varepsilon_{mf})$ — постоянные коэффициенты в уравнении Эргуна,	$P(\tau)$ — давление в слое, Па,
D — диаметр установки, м,	P_0 — атмосферное давление, Па,
d_s — диаметр частиц, м,	$\Delta P(\tau)$ — перепад давления в слое, Па,
G_h — объемный поток сплошной фазы из прослойки вокруг пузыря в слой, $\text{м}^3/\text{с}$,	$\Delta \bar{P}(\tau)$ — отклонение перепада давления в слое от среднего, Па,
g — ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$,	ΔP_R — повышение давления газа в слое частиц за пузырем, Па,
H — высота слоя, м,	S — расстояние между пузырями, м,
$H_{20}, H_2 f(\tau_2)$ — начальная высота оживленного слоя и его же высота в произвольный момент второй фазы колебаний, м,	T — длительность периода колебаний, с,
H_S — высота всего слоя во второй фазе колебаний (высота поверхности прослойки вокруг выходящего пузыря), м,	u, U_{mf} — скорость и критическая скорость газа, $\text{м}/\text{с}$,
ΔH — изменение высоты слоя, м,	U_B — скорость пузыря в неподвижном слое (или скорость пузыря относительно частиц в подвижном слое), $\text{м}/\text{с}$,
$\Delta H_S(\tau_2)$ — изменение высоты всего слоя во второй фазе колебаний, м,	u_A — абсолютная скорость пузыря в подвижном слое (скорость относительно стенок аппарата), $\text{м}/\text{с}$,
	U_S — абсолютная скорость поверхности, $\text{м}/\text{с}$,
	u_S — скорость поверхности относительно пузыря, $\text{м}/\text{с}$,
	z — расстояние от лобовой точки поверхности пузыря вертикально вниз, м.

ГРЕЧЕСКИЕ БУКВЫ

ε — порозность слоя,	ρ_g — плотность газа, $\text{кг}/\text{м}^3$,
μ — динамическая вязкость газа, $\text{нс}/\text{м}^2$,	ρ_s — плотность частиц, $\text{кг}/\text{м}^3$,
	τ — время.

ИНДЕКСЫ

0 — начальный момент фазы колебаний,	mf — критическая скорость псевдооживления,
1 — первая фаза периода колебания,	g — газовая фаза,
2 — вторая фаза периода колебания,	s — твердая фаза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roy R., Davidson J.F., Tuponogov V.G. The velocity of sound in fluidized beds // Chem. Engng. Sci. — 1990. — Vol. 45, No. 1. — P. 3233–324.
2. Schaaf J. van der, Schouten J.C., Bleek C.M. van der. Origin, propagation and attenuation of pressure waves in gas-solid fluidized beds // Powder Technology. — 1998. — Vol. 95. — P. 220–223.
3. Ryzkov A.F., Tuponogov V.G., Putrik B.A. Fluctuations and waves in powder and granular fluidized beds // Proc. of the III Europ. Conf. on Fluidization, Toulouse, France, May, 2000. — P. 153–163.
4. Baskakov A.P., Tuponogov V.G., Philippovsky N.F. A study of pressure fluctuations in a bubbling fluidized bed // Powder Technolgy. — 1986. — Vol. 45, No. 2. — P. 113–117.

5. **Zhang W., Johnsson F., Lecner B.** Time-dependent behavior of particle flow in CFD boilers // Proc. of Tenth Engng. Found. Conf. on Fluidization, Beijing, China, May 20-25, 2001. — P. 253–260.
6. **Бородуля В.А., Бувич Ю.А., Завьялов В.В.** Теория релаксационных автоколебаний зернистого слоя, ожижаемого газом // Инженерно-физический журнал. — 1976. — Т. XXX, № 3. — С. 424–433.
7. **Тодес О.М., Цитович О.Б.** Аппараты с кипящим зернистым слоем. — Л.: Химия, 1981. — 296 с.
8. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
9. **Fan L.T., Hiraoka S., Shin S.H.** Analysis of pressure fluctuations in gas-solid fluidized bed // AIChE J. — 1984. — Vol. 30, No. 2. — P. 346–349.
10. **Sasic S., Lecner B., Johnsson F.** Fluctuation and waves in fluidized bed systems: the influence of the air-supply system // Powder Technology. — 2005. — Vol. 153. — P. 176–195.
11. **M.Matsen J., Hovmand S., Davison J.F.** Expansion of fluidized beds in slug flow // Chem. Engng. Sci. — 1969. — Vol. 24. — P. 1743–1754.
12. **Kehoe P.W.K., Davidson J.F.** Pressure fluctuations in fluidized beds // A.I.Ch.E. Symp. Ser. — 1973. — Vol. 69, No. 128. — P. 34–40.
13. **Gas fluidization technology** / Ed. By D. Geldart. — J. Wiley & Sons Ltd., 1986. — 468 p.
14. **Псевдооживление** / Под ред. И.Ф. Дэвидсона и Д. Харрисона. Пер. с англ. под ред. Н.И. Гельперина. — М.: Химия, 1974. — 728 с.
15. **Schaaf J.V., Schouten J.C., Johnson F., Bleek C.M.V.** Multiple modes of bed mass oscillation in gas-solids fluidized beds // Proc. of the 15th Inter. Conf. On Fluidized Bed Combustion/- Savannah, USA, 1999. — Paper No. FBC 0201. — P. 6–11.
16. **Тупоногов В.Г., Рыжков А.Ф., Баскаков А.П., Обожин О.А., Дубинин А.М.** Моделирование колебаний псевдооживленного слоя // Дисперсные потоки и пористые среды. Интенсификации теплообмена: Тр. IV Росс. нац. конф. по теплообмену. Т. 6. — М.: Изд-во МЭИ, 2006. — С. 133–136.

Статья поступила в редакцию 19 сентября 2007 г.